

УДК 621.373.42

О МАКСИМАЛЬНОМ КПД ДИОДНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ КОЛЕБАНИЙ

А. С. Тагер, А. К. Балыко

Проводится подробный теоретический анализ КПД для идеализированных форм тока и напряжения, взятых в виде синусоид со «срезанными» минимумами и максимумами. Показано, что зависимости от времени тока $I(t)$ и напряжения $U(t)$, близкие по форме к рассматриваемым, можно получить в генераторах на ИПД, ЛПД, диодах Ганна. Наибольшими КПД обладают генераторы, в которых функции $U(t)$, $I(t)$ близки к комбинациям: синусоида — последовательность узких импульсов, синфазных с минимумами синусоиды; последовательность полусинусоид — противофазный меандр.

Диодный генератор СВЧ колебаний, схематично изображенный на рис. 1 а, содержит источник постоянного тока (I), высокочастотную цепь, состоящую из линейных пассивных элементов (2), полезную нагрузку (3) и активный элемент—диод (4), обеспечивающий преобразование энергии постоянного тока в колебательную энергию.

Электрические характеристики диодного генератора определяются видом зависимости от времени тока $I(t)$ и напряжения $U(t)$ на диоде. На рис. 1 б изображена идеализированная вольт-амперная характеристика с отрицательной дифференциальной проводимостью. В стационарном режиме ток и напряжение являются периодическими функциями времени. Средние за период значения $\overline{I(t)} = I_0$ и $\overline{U(t)} = U_0$ этих функций определяют мощность $P_0 = I_0 U_0$, потребляемую диодом от источника постоянного тока. Мощность переменного тока, выделяемая диодом во внешнюю цепь, равняется

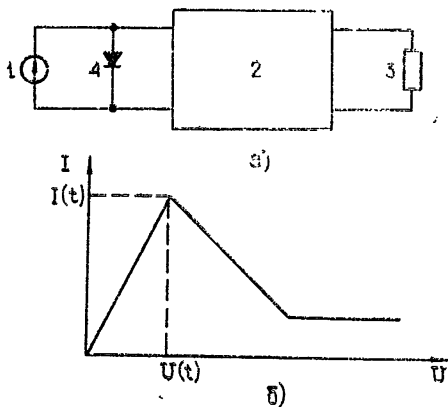


Рис. 1.

$$P_{\sim} = I_0 U_0 - \frac{1}{T} \int_0^T I(t) U(t) dt.$$

Если в полезной нагрузке используется весь переменный сигнал $I(t) - I_0$, $U(t) - U_0$, то эффективность диода как активного элемента цепи можно характеризовать величиной полного электронного КПД:

$$\eta_n = \frac{P_{\sim}}{P_0} = 1 - \frac{\frac{1}{T} \int_0^T I(t) U(t) dt}{I_0 U_0} \quad (1)$$

Однако, как правило, из ВЧ сигнала выделяется одна из его гармонических составляющих, чаще всего основная с частотой $\omega = 2\pi/T$.

Соответствующий этому случаю электронный КПД генератора выражается через комплексные амплитуды гармонических составляющих тока $I(\omega)$ и напряжения $U(\omega)$:

$$\eta = \eta(\omega) = \frac{\operatorname{Re} \{I(\omega) U^*(\omega)\}}{2I_0 U_0}. \quad (2)$$

Очевидно, что всегда

$$\eta \leq \eta_n \leq 1.$$

Согласно (1) и (2), значения КПД η_n и η определяются видом периодических функций $I(t)$ и $U(t)$. Последние зависят как от свойств активного элемента (механизма его работы, электрического режима и т. п.), так и от характеристик системы, и для каждого конкретного генератора требуется специальный анализ. Однако для оценки максимальных значений КПД диодных генераторов и формулировки требований к активному элементу и контурной системе целесообразно выяснить, как зависят значения КПД генератора от вида функций $I(t)$ и $U(t)$, отвлекаясь от конкретных способов реализации этих функций. Подобные расчеты были частично выполнены в работах [1-4] применительно к диодам Ганна.

Представляет интерес провести более общий анализ, пригодный для оценок КПД как диодов Ганна, так и других типов СВЧ диодов, в частности, широкого класса инжекционно-пролетных диодов (ИПД). Для такого анализа ниже используется несколько характерных зависимостей $I(t)$ и $U(t)$, удовлетворяющих условию [5]

$$P_n = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \{I(n\omega) U^*(n\omega)\} \leq 0, \quad (3)$$

учитывающему, что в генераторе, контурная система которого составлена из пассивных линейных элементов, диод является единственным источником ВЧ колебаний.

1. КПД ДИОДНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ С ИДЕАЛИЗИРОВАННЫМИ ЗАВИСИМОСТЯМИ $I(t)$, $U(t)$

Поскольку ток и напряжение входят в формулы (1) и (2) равноправно, удобно их зависимости от времени характеризовать безразмерными функциями $C_1(t)$, $C_2(t)$, одна из которых соответствует $I(t)/I_{\max}$, а другая — $U(t)/U_{\max}$ (I_{\max} и U_{\max} — максимальные значения тока и напряжения).

В настоящей работе рассматриваются функции $C_1(t)$ и $C_2(t)$ в виде синусоид со «срезами», сдвинутые друг относительно друга на угол $\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ (рис. 2 а, б). В зависимости от положения «среза» это могут быть либо недеформированные синусоиды $C_1^0(t)$, $C_2^0(t)$, либо синусоиды со «срезанными» минимумами $C_1^-(t)$, $C_2^-(t)$, максимумами $C_1^+(t)$, $C_2^+(t)$, минимумами и максимумами $C_1^\pm(t)$, $C_2^\pm(t)$.

Изменяя величины углов «среза», можно получить большой класс периодических функций, от синусоиды до последовательности прямоугольных импульсов, близких к реальным зависимостям $I(t)$ и $U(t)$ в диодных СВЧ генераторах.

Используя (2), найдем выражение для КПД на первой гармонике:

$$\eta = \eta(\theta_1, \theta_2, \xi_1, \xi_2) = \frac{[\pi - f(\theta_1) - f(\xi_1)][\pi - f(\theta_2) - f(\xi_2)] \cos\left(\frac{\theta_2 - \theta_1}{2} - \varphi\right)}{2[\pi/b_1 + \mu(\theta_1) - \mu(\xi_1)][\pi/b_2 + \mu(\theta_2) - \mu(\xi_2)]}, \quad (4)$$

где $\theta_1, \xi_1, \theta_2, \xi_2$ — соответственно углы «среза» функций $C_1(t)$ и $C_2(t)$, $\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ — угол сдвига между ними (рис. 2 а, б),

$$f(z) = \frac{z - \sin z}{2},$$

$$\mu(z) = \frac{z}{2} \cos \frac{z}{2} - \sin \frac{z}{2},$$

$$b_1 = \frac{1 - k_1}{k_1 \cos \frac{\theta_1}{2} + \cos \frac{\xi_1}{2}},$$

$$b_2 = \frac{1 - k_2}{k_2 \cos \frac{\theta_2}{2} + \cos \frac{\xi_2}{2}}.$$

Здесь через k_1 и k_2 обозначены величины, обратные перепадам функций $C_1(t)$ и $C_2(t)$.

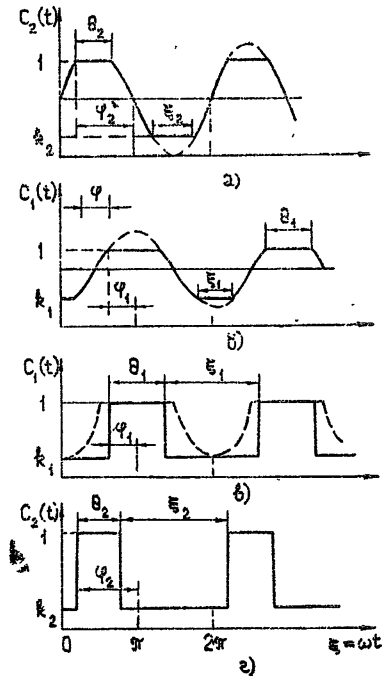


Рис. 2. Идеализованные формы тока и напряжения на диоде.

При анализе выражения (4) необходимо учитывать условие (3) физической реализуемости функций $C_1(t)$ и $C_2(t)$. С этой целью, вычислив коэффициенты Фурье a_{n1}, b_{n1} для $C_1(t)$, a_{n2}, b_{n2} для $C_2(t)$, определим мощность на n -й гармонике:

$$\frac{P_n}{I_{\max} U_{\max}} = \frac{1}{2} (a_{n1} a_{n2} + b_{n1} b_{n2}) = \frac{(1 - k_1)(1 - k_2) \cos n \left(\frac{\theta_2 - \theta_1}{2} - \varphi\right)}{2 \left(\cos \frac{\theta_1}{2} + \cos \frac{\xi_1}{2}\right) \left(\cos \frac{\theta_2}{2} + \cos \frac{\xi_2}{2}\right)} \times [f_n(\theta_1) - (-1)^n f_n(\xi_1)] [f_n(\theta_2) - (-1)^n f_n(\xi_2)], \quad (6)$$

где

$$f_n(z) = \frac{\sin(n-1)z/2}{n-1} - \frac{\sin(n+1)z/2}{n+1}.$$

Детальное рассмотрение показывает, что выражение (6) удовлетворяет неравенствам (3) только для следующих попарных комбинаций функций $C_1(t), C_2(t)$:

- | | | |
|----------------------------|------------------------------|-----|
| 1) $C_i^0(t); C_j^0(t),$ | 5) $C_i^+(t), C_j^-(t),$ | (7) |
| 2) $C_i^0(t), C_j^+(t),$ | 6) $C_i^+(t), C_j^\pm(t),$ | |
| 3) $C_i^0(t), C_j^-(t),$ | 7) $C_i^-(t), C_j^\pm(t),$ | |
| 4) $C_i^0(t), C_j^\pm(t),$ | 8) $C_i^\pm(t), C_j^\pm(t),$ | |

где $i, j = 1, 2, i \neq j$. Остальные комбинации физически не реализуемы (в смысле выполнения условия (3)).

Рассмотрим значения КПД диодных генераторов на основной гармонике (4) для каждой из выписанных комбинаций.

$$1. I(t)/I_{\max} \equiv C_1^0(t), \quad U(t)/U_{\max} \equiv C_2^0(t) \quad (\theta_1 = \theta_2 = \xi_1 = \xi_2 = 0).$$

Выражение для КПД (4) принимает известный вид:

$$\eta = \eta^{(1)} = -\frac{1}{2} K \cos \varphi, \quad (8)$$

где φ — сдвиг фаз между функциями $I(t)$ и $U(t)$, а

$$K = \frac{(1 - k_1)(1 - k_2)}{(1 + k_1)(1 + k_2)}. \quad (9)$$

Максимум $\eta^{(1)}$ соответствует противофазным $I(t)$ и $U(t)$.

$$2. I(t)/I_{\max} \equiv C_1^+(t), \quad U(t)/U_{\max} \equiv C_2^0(t) \quad (\theta_2 = \xi_2 = \xi_1 = 0).$$

Зависимость КПД $\eta^{(2)}$ от угла «среза» $\theta = \theta_1$ имеет вид

$$\eta^{(2)} = -\frac{k}{2} \frac{\pi - f(\theta)}{\pi \left(\frac{1 + k_1 \cos \theta/2}{1 - k_1} \right) + \mu(\theta)} \cos \left(\varphi - \frac{\theta}{2} \right), \quad (10)$$

где $k = (1 - k_2)/(1 + k_2)$.

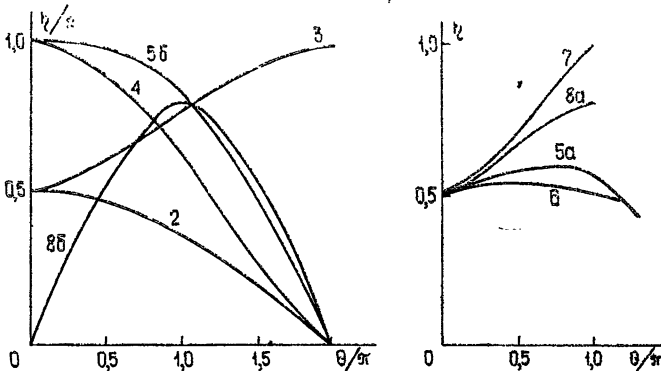


Рис. 3. Зависимость КПД на первой гармонике η от угла «среза» θ при $k_1 = k_2 = 0$ при различных формах тока и напряжения ($5б - \eta^{(5)}/\eta_{II}^{(5)}$, $8б - \eta^{(8)}/\eta_{II}^{(8)}$).

Для противофазных функций $I(t)$ и $U(t)$ и $k_1 = 0$ эта зависимость приведена на кривой 2 рис. 3 (номера кривых соответствуют номерам

комбинации (7)). Видно, что «срез» максимума функции $I(t)$ снижает КПД по сравнению с (8).

$$3. I(t)/I_{\max} \equiv C_1^-(t), \quad U(t)/U_{\max} \equiv C_2^0(t) \quad (\theta_2 = \xi_2 = \theta_1 = 0).$$

В отличие от предыдущего случая, с ростом $\theta = \xi_1$ величина КПД $\eta^{(3)}$, определяемая выражением

$$\eta^{(3)} = -\frac{k}{2} \frac{\pi - f(\theta)}{\pi \left(\frac{k_1 + \cos \theta/2}{1 - k_1} \right) - \mu(\theta)} \cos \varphi, \quad (11)$$

возрастает, приближаясь к максимально возможному значению $\eta_{\max}^{(3)} = K$ при $k_1 = 0$, $\varphi = \pi$ и $\theta \approx 2\pi$, т. е. когда $I(t)$ есть последовательность узких импульсов, синфазных с минимумами $U(t)$. Зависимость $\eta^{(3)}(\theta)$ при $k_1 = 0$ изображена на рис. 3 (кривая 3).

Наибольшие значения КПД $\eta_{\max}^{(1)}$, $\eta_{\max}^{(2)}$, $\eta_{\max}^{(3)}$ и соответствующие им оптимальные углы «среза» $\theta_{\text{opt}}^{(2)}$, $\theta_{\text{opt}}^{(3)}$ для случаев 1, 2, 3 как функции k_1 приведены на рис. 4.

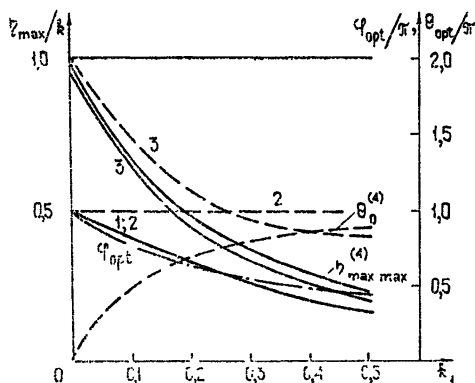


Рис. 4. Зависимости максимальных КПД η_{\max} (сплошная линия) и оптимальных углов θ_{opt} (пунктир), φ_{opt} (штрих-пунктир) от k_1 для гармонической функции $U(t)$ (случай 1—4).

$$4. I(t)/I_{\max} \equiv C_1^\pm(t), \quad U(t)/U_{\max} \equiv C_2^0(t) \quad (\xi_2 = \theta_2 = 0).$$

Анализ выражения (4) для этого случая показывает, что наибольший КПД достигается при

$$\theta_1 + \xi_1 = 2\pi, \quad (12)$$

т. е. когда функция $I(t)$ есть последовательность прямоугольных импульсов; начало каждого импульса сдвинуто относительно максимума синусоидального напряжения ($\theta_2 = \xi_2 = 0$) на угол $\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ (рис. 2 а, в).

Из формулы (4) с учетом условия (12) получаем выражение для КПД

$$\eta^{(4)} = -\frac{2k(1 - k_1) \sin \theta/2}{2\pi k_1 + \theta(1 - k_1)} \cos \left(\varphi + \frac{\theta}{2} \right), \quad (13)$$

где

$$\theta = \theta_1 = 2\pi - \xi_1.$$

Оптимальные длительности импульса $\theta_{\text{opt}}^{(4)}$ и соответствующие им максимальные величины КПД $\eta_{\text{max}}^{(4)} = \eta^{(4)}(\theta_{\text{opt}}^{(4)})$ зависят от сдвига фаз φ и k_1 (рис. 5). Для каждого k_1 существует угол сдвига $\varphi = \varphi_{\text{opt}}$, при котором $\eta_{\text{max}}^{(4)}$ принимает наибольшее значение $\eta_{\text{max}}^{(4)}$, а $\theta_{\text{opt}}^{(4)}$ — значение $\theta_0^{(4)} = \theta_{\text{opt}}^{(4)}(\varphi_{\text{opt}})$. При $k_1 = 0$ $\eta_{\text{max}}^{(4)} = k$, если функция $I(t)$ есть последовательность узких ($\theta_0^{(4)} \approx 0$) импульсов, совпадающих по фазе с минимумами $U(t)$. С ростом k_1 φ_{opt} стремится к $\pi/2$, а $\theta_0^{(4)}$ — к π (рис. 5), т. е. оптимальной формой тока $I(t)$ становится меандр.

Из рис. 5 видно, что величина КПД при гармонической функции $U(t)$ и $I(t)$ в виде последовательности прямоугольных импульсов с оптимальной длительностью $\theta_0^{(4)}$ незначительно отличается от значений КПД $\eta_{\text{max}}^{(3)}$ для гармонической $U(t)$ и $I(t)$, представленной последовательностью импульсов с пологими фронтами и оптимальной длительностью плоской вершины $\theta_{\text{opt}}^{(3)}$ (рис. 2 в, пунктирная кривая).

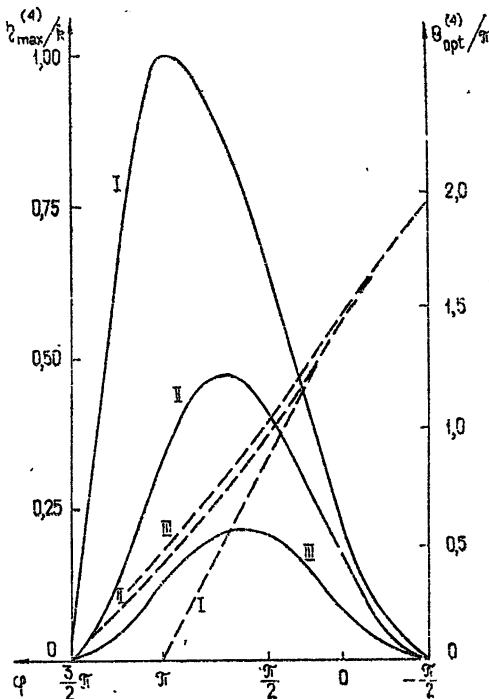


Рис. 5. Зависимость максимальной величины КПД $\eta_{\text{max}}^{(4)}$ (сплошная линия) и оптимальной длительности импульса $\theta_{\text{opt}}^{(4)}$ (пунктир) от сдвига фаз φ между гармонической функцией $U(t)$ и импульсной функцией $I(t)$;

I — $k_1 = 0$; II — $k_1 = 0,2$; III — $k_1 = 0,5$.

$$5. I(t)/I_{\text{max}} \equiv C_1^-(t), \quad U(t)/U_{\text{max}} \equiv C_2^+(t) \quad (\theta_1 = \xi_2 = 0).$$

Физически реализуемы в этом случае только противофазные функции $I(t)$ и $U(t)$ с равными углами «среза»: $\xi_1 = \theta_2 = \theta$. Зависимость

$$\eta^{(5)}(\theta) = \{[\pi - f(\theta)]^2\} \{2[\pi(k_1 + \cos \theta/2)/(1 - k_1) - \mu(\theta)] \times \\ \times [\pi(k_2 \cos \theta/2 + 1)/(1 - k_2) + \mu(\theta)]\}^{-1} \quad (14)$$

для $k_1 = k_2 = 0$ представлена на рис. 3 (кривая 5). Анализ формулы (14) показывает, что для произвольных k_1 и k_2 существует оптимальный угол $\theta_{\text{opt}}^{(5)}$, меньший π , но приближающийся к π при уменьшении k_2 и увеличении k_1 (рис. 6, кривая 5). Максимальные значения $\eta_{\text{max}}^{(5)} = \eta^{(5)}(\theta_{\text{opt}}^{(5)})$ на несколько процентов превосходят значения КПД (8) при $\varphi = \pi$.

В отличие от случаев 1—4 полный КПД $\eta_{\text{н}}^{(5)}$ не совпадает с КПД на первой гармонике. Отношение $\eta_{\text{н}}^{(5)}/\eta_{\text{н}}^{(5)}$ определяется только величиной угла «среза» θ (рис. 3):

$$\eta^{(5)}/\eta_n^{(5)} = \frac{[\pi - f(\theta)]^2}{\pi^2 - 2\mu^2(\theta) + \frac{\pi\mu(2\theta)}{2}}$$

Это отношение, характеризующее долю первой гармоники во всей переменной мощности, уменьшается с ростом k_1 и уменьшением k_2 .

Максимальные значения $\eta_{\max}^{(5)}$ и $\eta_n^{(5)}$ в функции k_1 приведены на рис. 6 (кривые 5).

6. $I(t)/I_{\max} \equiv C_1^+(t)$, $U(t)/U_{\max} \equiv C_2^+(t)$ ($\xi_2 = 0$).

Для таких функций мощность $P_n \leq 0$ при $\xi_1 = \theta_1 = \theta_2 = \theta$ и $\varphi = \pi$. Зависимость $\eta^{(6)}(\theta)$, изображенная при $k_1 = k_2 = 0$ на рис. 3 (кривая 6), для всех $0 \leq \theta \leq \pi$ мало отличается от 0,5.

7. $I(t)/I_{\max} \equiv C_1^-(t)$, $U(t)/U_{\max} \equiv C_2^-(t)$ ($\theta_2 = 0$).

В этом случае физически реализуемы только противофазные функции $I(t)$ и $U(t)$ с равными углами «среза» ($\xi_2 = \xi_1 = \theta_1 = \theta$). Зависимость $\eta^{(7)}(\theta)$ при $k_1 = k_2 = 0$ приведена на рис. 3 (кривая 7). С ростом $\theta \leq \pi$ форма напряжения приближается к последовательности полусинусоид, форма тока — к меандру, а $\eta^{(7)}$ — к наибольшему значению $\eta_{\max}^{(7)} = \eta^{(7)}(\pi) = 1$. Для произвольных k_1 и k_2 зависимость

$$\eta_{\max}^{(7)} \equiv \eta^{(7)}(\pi) = \frac{(1-k_1)(1-k_2)}{(1+k_1)(1-k_2+\pi k_2)} \quad (15)$$

изображена на рис. 6 при $k_2 = 0$ (кривая 7).

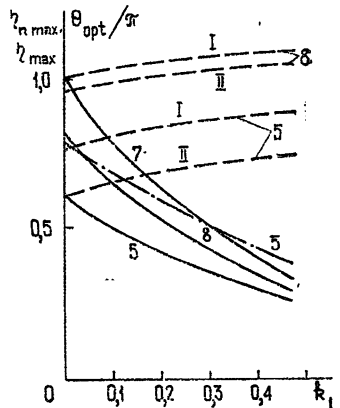


Рис. 6. Зависимости максимальных значений КПД η_{\max} (сплошная линия), полного КПД $\eta_n \max$ (штрихпунктир), оптимальной длительности θ_{opt} (пунктир) от k_1 и k_2 в случаях 5, 7, 8; I— $k_2 = 0$; II— $k_2 = 0,2$.

Выражение для полного КПД $\eta_n^{(7)}$ в случае $\theta = \pi$ совпадает с (15), т. е. мощность на высших ($n > 1$) гармониках не выделяется. Объясняется это тем, что ряд Фурье функции $U(t)$ содержит кроме основной только четные, а ряд Фурье функции $I(t)$ — только нечетные гармоники.

8. $I(t)/I_{\max} \equiv C_1^-(t)$, $U(t)/U_{\max} \equiv C_2^-(t)$.

В этом случае выражение (6) неположительно в двух случаях: а) когда $\theta_1 = \xi_1 = \xi_2 = \theta_2 = \theta$ и $\varphi = \pi$, б) когда $I(t)$ и $U(t)$ — последовательности прямоугольных неперекрывающихся импульсов, сдвинутых друг относительно друга на угол $\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ (рис. 2 в, г).

В первом случае выражение для КПД легко получается из (4):

$$\eta_n^{(8)} = K \frac{[\pi - 2f(\theta)]^2}{2\pi^2 \cos^2 \theta/2} \quad (16a)$$

Зависимость (16 а) достигает максимума

$$\eta_{\text{а max}}^{(8)} = \eta_{\text{а}}^{(8)}(\pi) = \frac{8}{\pi^2} K$$

при $\theta = \theta_{\text{opt}}^{(8)} = \pi$, т. е., когда функции $I(t)$ и $U(t)$ — противофазные меандры. Функция $\eta_{\text{а}}^{(8)}(\theta)$ для $k_1 = k_2 = 0$ изображена на рис. 3 (кривая 8 а). Значение $\eta_{\text{а max}}^{(8)}$ приблизительно на 30% больше соответствующих значений КПД (8) для гармонических функций.

В случае б), учитывая условия импульсности функций $I(t)$ ($\xi_1 + \theta_1 = 2\pi$) и $U(t)$ ($\xi_2 + \theta_2 = 2\pi$) и условия физической реализуемости (см. Приложение): $\theta_2 + \theta_1 = 2\pi$ (или $\xi_2 + \xi_1 = 2\pi$), $\varphi = \theta_2$ (импульсы без перекрытия), из (4) получим

$$\eta^{(8)} = \frac{2(1-k_1)(1-k_2)\sin^2\theta/2}{[\pi k_2 + (1-k_2)(\pi-\theta/2)][\pi k_1 + \theta(1-k_1)/2]}, \quad (16б)$$

где

$$\theta = \theta_1 = 2\pi - \theta_2.$$

Зависимость $\eta^{(8)}(\theta)$, изображенная на рис. 3 (кривая 8 б) при значениях $k_1 = k_2 = 0$, имеет максимум $\eta_{\text{max}}^{(8)} = \eta^{(8)}(\theta_{\text{opt}}^{(8)})$. Функция $\eta_{\text{max}}^{(8)}(k_1)$ при $k_2 = 0$ представлена на рис. 6. Там же приведены оптимальные значения угла «среза» $\theta_{\text{opt}}^{(8)}$ (кривые 8) для различных k_2 и k_1 . При $k_1 = k_2$ имеем $\theta_{\text{opt}}^{(8)} = \pi$ и

$$\eta_{\text{max}}^{(8)} = \eta^{(8)}(\pi) = \frac{8}{\pi^2} \left(\frac{1-k_1}{1+k_1} \right)^2.$$

Если $k_1 \neq k_2$, то оптимальные длительности импульсов $\theta_{\text{opt}}^{(8)}$ несколько отличаются от π . При $k_2/k_1 > 1$ для получения максимального значения КПД импульсы $U(t)$ должны быть короче импульсов $I(t)$ ($\theta_{\text{opt}}^{(8)} < \pi$), тогда как при $k_2/k_1 < 1$, наоборот, $\theta_{\text{opt}}^{(8)} > \pi$. Расчеты показывают, что наибольшее отклонение $\eta_{\text{max}}^{(8)}$ от $\eta^{(8)}(\pi)$ при изменении k_1 от 0 до 0,5 составляет $\sim 6\%$.

Полный КПД для случая б) определяется выражением

$$\eta_{\text{п}}^{(8)} = \frac{(1-k_1)(1-k_2)(\pi-\theta/2)\theta/2}{[\pi k_2 + (1-k_2)(\pi-\theta/2)][\pi k_1 + \theta(1-k_1)/2]}. \quad (17)$$

Отношение $\eta^{(8)}/\eta_{\text{п}}^{(8)}$ не зависит от k_1 и k_2 и как функция θ изображено на рис. 3. При $\theta \neq \pi$, помимо основной и нечетных, возбуждаются четные гармоники и снижается мощность на основной частоте.

Проведенный выше анализ показывает, что наибольшие значения КПД могут быть достигнуты в диодных генераторах, в которых зависимость тока и напряжения от времени близка к комбинациям: синусоида — последовательность узких импульсов, синфазных с минимумами синусоиды (пп. 3, 4); меандр — последовательность противофазных полусинусоид (п. 7). Несколько меньшие значения КПД соответствуют последовательностям прямоугольных импульсов (п. 8).

Остальные физически реализуемые комбинации функций $I(t)$ и $U(t)$ существенно менее эффективны.

2. ОЦЕНКИ КПД ИНЖЕКЦИОННО-ПРОЛЕТНЫХ ДИОДОВ (ИПД)

В качестве примера реализации мгновенных вольт-амперных характеристик (ВАХ), близких к описанным в предыдущем разделе, можно привести ИПД. Механизм работы этих диодов основан, как известно, на взаимодействии с ВЧ электрическим полем узкого слоя носителей тока, инжектируемых под действием этого поля из приконтактной области в пролетный участок (пространство взаимодействия) диода.

Знак и эффективность взаимодействия зависят от фазы влета и угла пролета носителей тока в пространстве взаимодействия. Различаются ИПД с безынерционной инжекцией, в которых максимум плотности инжектируемых носителей совпадает (во времени) с максимумом ускоряющего поля у контакта, и ИПД с запаздывающей инжекцией, в которых инжекция сдвинута по фазе относительно ВЧ напряжения на угол до $\pi/2$. К первым относятся, в частности, туннельно-пролетные диоды (ТПД) и ИПД с барьером Шоттки, ко вторым — лавинно-пролетные диоды (ЛПД) [6].

Вследствие резкой зависимости инжектируемого тока $I_K(t)$ от напряженности электрического поля $E_K(t)$, инжектируемые носители, как правило, локализованы в более или менее узком интервале фаз высокочастотного поля. Аппроксимируя эту зависимость экспонентной,

$$I_K = I_{K0} \exp(E_K/E_{K0}), \quad (18)$$

нетрудно убедиться, что ток $I_K(t)$ представляет собой периодическую последовательность резких импульсов, амплитуды гармонических составляющих которой $I_K(n\omega)$ относятся к постоянной составляющей I_0 как

$$\frac{I_K(n\omega)}{I_0} = 2 \frac{I_n(y)}{I_0(y)},$$

где $y = E_{K1}/E_{K0}$, а $I_n(y)$ — модифицированные функции Бесселя 1-го рода.

С ростом относительной амплитуды колебаний y импульсы инжектируемого тока приближаются к δ -импульсам, а относительные амплитуды гармоник тока — к двум.

Активную мощность, отдаваемую носителями тока во внешнюю цепь, можно представить в виде (см. (1))

$$P_- = - \frac{1}{T} \int_0^T I_H(t) U(t) dt + I_0 U_0, \quad (19)$$

где $I_H(t)$ — наведенный ток,

$$I_H(t) = \frac{S}{W} \int_0^W J(x, t) dx$$

(S — площадь, W — длина диода).

В соответствии с (1), (2) и (19) КПД диода определяется формой кривых $I_H(t)$ и $U(t)$. Если плотность носителей тока в пролетном участке не слишком велика, так что $J(x, t) \ll \omega \varepsilon E(x, t)$, то зависимости $U(t)$ и $E_K(t)$ подобны:

$$U(t) = U_0 + U_1 \cos \omega t, \quad (20)$$

где $U_0 = WE_{R0}$, $U_1 = WE_{K1}$.

Вид функции $I_H(t)$ зависит от формы инжекционного тока $I_K(t)$ и характера движения носителей в пролетном участке. Если ток $I_K(t)$

близок к последовательности δ -импульсов (рис. 7 б), носители тока дрейфуют с постоянной скоростью v_0 , а их диффузией можно пренебречь, то наведенный ток имеет форму последовательности импульсов длительностью $\tau = W/v_0$. Конечная ширина импульса $I_K(t)$, диффузия носителей тока и зависимость их скорости от поля несколько размывают импульс $I_H(t)$, не меняя его общей формы (рис. 7 в). Пространственный заряд носителей изменяет распределение электрического поля в пролетном участке и вызывает дополнительный сдвиг фаз φ между током $I_H(t)$ и напряжением $U(t)$ (рис. 7 б).

Аналогичную форму имеют кривые тока и напряжения для ЛПД, работающего в пролетном режиме. В этом случае инжектируемый в пролетное пространство ток $I_K(t)$ создается в узком слое (слое умножения) в результате ударной ионизации и лавинного умножения носителей под действием сильного электрического поля $E_K(t)$. При гармонически изменяющемся поле (20) связь между током $I_K(t)$ и полем $E_K(t)$ может быть приближенно представлена в виде

$$\frac{d}{dt} (\ln I_K) \approx \frac{E_K(t - \varphi/\omega)}{E_{np}} - 1, \quad (21)$$

где E_{np} — напряженность электрического поля при статическом лавинном пробое, а угол $0 < \varphi < \pi/2$ зависит от структуры диода, крутизны изменения коэффициента ударной ионизации α с полем E_K и от величины пространственного заряда носителей тока в пролетном участке.

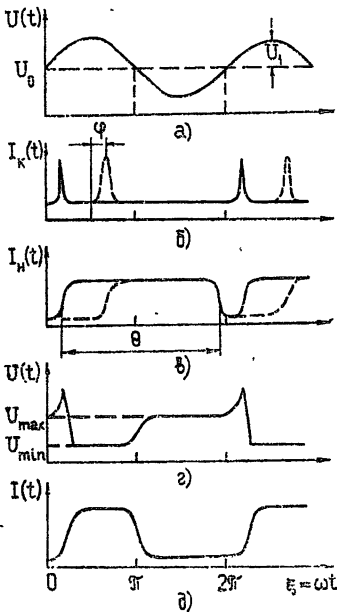


Рис. 7. Формы токов и напряжений для ИПД в пролетном режиме (а, б, в) и ЛПД в режиме ТРАПАТТ (ЗАЛП) (г, д).

Согласно (21) ток инжекции $I_K(t)$ в ЛПД изменяется во времени аналогично (18) и имеет вид более или менее резкого импульса, отстающего по фазе от поля $E_K(t)$ на угол φ . Функция $I_K(t)$, а также изменение во времени наведенного тока $I_H(t)$ для ЛПД показаны, соответственно, на рис. 7 б, в пунктирными линиями.

Сравнение рис. 7 а, в, с рис. 2 а, б свидетельствует о близости электрических характеристик большой группы ИПД, включающей ЛПД в пролетном режиме, и идеализированной модели, рассмотренной в п. 4 разд. 1. Поэтому для оценки КПД этой группы диодов можно пользоваться соотношениями (11) и (13) с поправками, учитывающими отклонения реального импульса наведенного тока от прямоугольной формы. Так, например, электронный КПД ИПД с безынерционной инжекцией и постоянной скоростью носителей определяется выражением

$$\eta_{\text{э}} = \frac{2U_1}{U_0} \frac{I_1(y) (1 - k_1)}{I_0(y) [2\pi k_1 + \theta (1 - k_1)]'} \sin \frac{\theta}{2} \cos \left(\frac{\theta}{2} + \varphi \right),$$

отличающимся от (13) множителем

$$f(y) = \frac{I_1(y)}{I_0(y)} < 1,$$

учитывающим конечную ширину импульса $I_k(t)$. По мере увеличения относительной амплитуды колебаний y множитель $f(y)$ приближается к единице и КПД достигает максимального значения. Поэтому для оценки максимального КПД диодов с безынерционной инжекцией можно использовать кривые рис. 4 в интервале углов $\varphi = -\frac{\pi}{2} - 0$,

расположенных справа от оси $\varphi = 0$. Из рис. 4 следует, что в соответствии с физическими соображениями КПД диодов принимает максимальное значение при угле пролета $\theta_{opt} \approx 3\pi/2$ и сдвиге фаз $\varphi \approx 0$ [6].

Для ЛПД в пролетном режиме зависимость максимального КПД и оптимального угла пролета θ_{opt} от сдвига фаз φ описывается кривыми рис. 4, только возможные значения φ заключены в интервале $0 < \varphi < \pi/2$. Оптимальные значения угла пролета θ соответствуют в этом случае $\theta_{opt} \approx (0,75 \div 1,5)\pi$ для $k_1 \approx 0$, а величины максимальных КПД для этих k_1 лежат в пределах $\eta_{\max} \approx (0,22 \div 0,72)$, возрастая при уменьшении запаздывания тока инжекции относительно поля $E_k(t)$, т. е. при уменьшении угла φ . Последнее может быть достигнуто путем снижения поля пространственного заряда носителей ($I_k \ll \omega \epsilon E_k$) и крутизны возрастания с полем коэффициента ударной ионизации $\alpha(E_k)$.

Иная картина складывается при работе ЛПД в режиме задержанной лавинной плазмы (режим TRAPATT, или ЗАЛП). В этом случае, реализация которого требует применения специальной контурной системы и повышенной плотности тока, кратковременный выброс напряжения на диоде в начале периода колебаний вызывает интенсивную ударную ионизацию во всем запиорном слое диода. Пространственный заряд образующихся при этом электронов и дырок снижает электрическое поле в запиорном слое до малых величин, и напряжение на диоде резко падает. Оно остается на низком уровне до тех пор, пока основная часть носителей тока, дрейфующих в слабом электрическом поле, не выйдет за границы запиорного слоя. После этого напряжение на диоде восстанавливается до значения, при котором начинается новый цикл ударной ионизации в запиорном слое диода (рис. 7 г, д). Время и характер нарастания напряжения и развития ударной ионизации может варьироваться в зависимости от конструкции контурной системы. Соответственно будет варьироваться и вид кривых $U(t)$ и $I(t)$, представленных схематично на рис. 7 г, д. Видно, что по форме и взаимному расположению эти кривые приближаются к изображенным на рис. 2 в, г. Существенно, что большая разница между максимальным ($E_{\max} \approx E_{np} \approx 10^5 \div 10^6$ В/см) и минимальным ($E_{\min} \approx 10^3$ В/см) значениями электрического поля в запиорном слое, а также малость тока насыщения обеспечивают значительные перепады тока и напряжения ЛПД в ЗАЛП-режиме ($k_1 \approx k_2 \approx 0$). Этим объясняются сравнительно высокие КПД (до 40—60%), достигаемые в этом режиме при тщательной настройке контура.

Для повышения КПД следует, очевидно, стремиться к тому, чтобы интервалы времени, соответствующие высоким мгновенным значениям тока и напряжения, не перекрывались, а зависимости $I(t)$ и $U(t)$ приближались либо к противофазным меандрам, либо к другим формам, упомянутым в разд. 1 (например, к меандру и полусинусоиде и т. д.).

Высокоэффективные комбинации функций $I(t)$ и $U(t)$, подобные рассмотренным в п. 7, могут быть в принципе реализованы при использовании диодов с нелинейной ВАХ, включающей участки с отрицатель-

ной дифференциальной проводимостью и участки насыщения (рис. 1 б). Практическая реализация таких форм колебаний может быть достигнута в релаксационных режимах, не требующих применения сложных контурных систем [3]. Величина допустимого КПД в этом случае ограничивается максимально допустимыми значениями перепадов функций $I(t)$ и $U(t)$, определяемыми формой ВАХ диодов.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Используя условия импульсности функций $C_1^\pm(t)$ ($\xi_1 + \theta_1 = 2\pi$), $C_2^\pm(t)$ ($\xi_2 + \theta_2 = 2\pi$) и предельный переход

$$\lim_{u \rightarrow 2\pi - z} \frac{f_n(z) - (-1)^n f_n(u)}{\cos z/2 + \cos u/2} = -2 \sin nz,$$

из формулы (6) получим выражение для P_n , соответствующее случаю двух последовательностей прямоугольных импульсов, сдвинутых друг относительно друга на угол $\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ (рис. 2 в, г),

$$\frac{P_n}{I_{\max} U_{\max}} = \frac{(1-k_1)(1-k_2)}{2} \sin \frac{n\theta_1}{2} \sin \frac{n\theta_2}{2} \cos \left(\frac{\theta_2 - \theta_1}{2} - \varphi \right). \quad (\text{П.1})$$

Выражение (П.1) неположительно, если выполняются условия

$$\theta_1 + \theta_2 = 2\pi, \quad \theta_2 - \theta_1 = 2\varphi - 2\pi, \quad (\text{П.2})$$

в этом случае

$$\frac{P_n}{I_{\max} U_{\max}} = -\frac{(1-k_1)(1-k_2)}{2} \sin^2 \frac{n\theta_1}{2} \leq 0.$$

Если соотношения (П.2) не выполняются, то всегда найдутся такие $n > 1$, для которых $P_n > 0$. Действительно, для выполнения неравенства $P_n \leq 0$ для всех n необходимо, чтобы ни один из сомножителей в формуле (П.1) не зависел от угла; это выполняется лишь при условиях (П.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. Кэррол, СВЧ генераторы на горячих электронах, изд. Мир, М., 1972.
2. G. S. Kino, I. Kuru, IEEE Trans., ED-16, № 9 (1969).
3. B. I. Jerpsson, P. Jerpessen, IEEE Trans., ED-18, № 7 (1971).
4. В. С. Андреев, В. И. Попов, Радиотехника, № 5, 2 (1973).
5. J. A. Sorland, Proc. IEEE, 57, № 9, 1666 (1969).
6. А. С. Тагер, Изв. высш. уч. зав. — Радиоэлектроника, № 1 (1974).

Поступила в редакцию
14 января 1974 г.

MAXIMUM EFFICIENCY OF HF DIODE OSCILLATORS

A. S. Tager, A. K. Balyko

A detailed theoretical analysis of efficiency is made for idealized forms of current and voltage taken as sinusoids with put-off minima and maxima. It is shown that the dependence on time of current $I(t)$ and voltage $U(t)$ may be obtained in oscillators on pulse-transit diodes, avalanche-transit diodes and Gunn diodes. The highest efficiency is typical of oscillators in which the functions $U(t)$, $I(t)$ are close to combinations: sinusoid-sequence of narrow bursts co-phased with the sinusoid minima, sequence of semi-sinusoids—anti-phased meandr.